

4. Дик И. Г., Зурер А. Б., Кузнецов В. Т. ФГВ, 1979, 15, 3, 77.
5. Kulkarni A. K., Kumar M., Kuo K. K. AIAA Paper, 1980, N 1210.
6. Hermance C. E. // Progr. Astron. Aeron.— N. Y., 1984, 90, 239.
7. Armstrong R. M., Koszykowski M. L. Comb. Flame, 1988, 72, 13.
8. Михеев В. Ф. Дис. ... канд. техн. наук/ИХКиГ СО АН СССР.— Новосибирск, 1970.
9. Михеев В. Ф., Левашов Ю. В. ФГВ, 1973, 9, 4, 506.
10. Зарко В. Е., Михеев В. Ф., Сухинин А. И. и др. ФГВ, 1971, 7, 1, 64.
11. Зарко В. Е., Михеев В. Ф., Орлов С. В. и др. // Горение и взрыв.— М.: Наука, 1972.
12. Ohlemiller T. J., Caveny L. H., De Luca L. et al. // 14th Symp. (Intern.) on Comb.— Pittsburgh: Comb. Inst., 1973, 1297.
13. De Luca L., Caveny L. H., Ohlemiller T. J. et al. AIAA J., 1976, 14, 940.
14. De Luca L., Caveny L. H., Ohlemiller T. J. et al. // Ibid.
15. Кузнецов В. Т., Скорик А. И. ФГВ, 1977, 13, 2, 271.
16. Nagayama M., Saito T., Iwama A. Comb. Flame, 1983, 52, 81.
17. Марусин В. П., Кузнецов В. Т., Скорик А. И. ФГВ, 1990, 26, 2, 37.
18. Зарко В. Е., Симоненко В. Н., Куценогий К. П. ФГВ, 1975, 11, 4, 541.
19. Страковский Л. Г., Фролов Е. И. ФГВ, 1980, 16, 5, 140.
20. Страковский Л. Г. ФГВ, 1985, 21, 1, 38.
21. Vorsteveld L. G., Hermance C. E. AIAA J., 1987, 25, 622.
22. Kumar M., Wills J. E., Kulkarni A. K. et al. // 19th Symp. (Intern.) on Comb.— Pittsburgh: Comb. Inst., 1982, 757.
23. Yu S., Hsien W. H., Kuo K. K. AIAA Paper, 1983, N 1194.
24. Вилюнов В. Н., Сидонский О. Б. ФГВ, 1965, 1, 3.
25. Баклан С. И., Вилюнов В. Н., Дик И. Г. ФГВ, 1986, 22, 6, 88.
26. Баклан С. И., Вилюнов В. Н., Дик И. Г. ФГВ, 1989, 25, 1, 12.
27. Baer A. D., Ryan N. W. AIAA J., 1968, 6, 872.
28. Новожилов Б. В. ПМТФ, 1965, 4, 157.
29. Ассовский И. Г., Закиров З. Г. Хим. физика, 1987, 6, 1583.
30. Глотов О. Г., Зарко В. Е. ФГВ, 1984, 20, 4, 3.
31. Глотов О. Г., Зарко В. Е. // Проблемы технологического горения.— Черногоровка: ИХФ АН СССР, 1981.— Т. 1.
32. Kumar M., Wills J. E., Kulkarni A. K. et al. AIAA J., 1984, 22, 526.
33. Зарко В. Е., Кискин А. Б. ФГВ, 1980, 16, 6, 54.
34. Price E. W., Bradley H. N., Jr., Dehority G. L. et al. AIAA J., 1966, 4, 1153.
35. Новожилов Б. В. Хим. физика, 1988, 7, 388.
36. Новожилов Б. В. // Там же, 674.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 5/VI 1990

УДК 536.46

С. Ю. АФАНАСЬЕВ, Б. С. СЕПЛЯРСКИЙ, А. П. АМОСОВ

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СИСТЕМЫ ОЧАГОВ РАЗОГРЕВА

В работе [1] на примере нитроклетчатки исследованы закономерности воспламенения системы плоских П-образных очагов разогрева с помощью численных расчетов. Определены зависимости критического значения параметра Франк-Каменецкого и времени индукции теплового взрыва от размера холодных прослоек. Но, так как расчеты проводились для конкретной системы при фиксированном значении начальной разности температур горячих и холодных областей, остался открытым вопрос о применимости полученных результатов для систем с иными кинетическими и теплофизическими характеристиками и других значений начальной разности температур.

Анализ задачи проводился с помощью приближенного метода определения критических условий воспламенения очага разогрева, предложенного в [2]. Метод базируется на следующих характерных особенностях процесса [3]:

1) период индукции очагового взрыва много меньше времени тепловой релаксации очага критического размера, поэтому за время разви-

© 1990 Афанасьев С. Ю., Сеплярский Б. С., Амосов А. П.

тия процесса успевает остыть лишь слой вещества у поверхности очага, а в центральной части охлаждение слабое;

2) для очагового воспламенения характерны большие начальные перепады температур очага и среды, т. е. адиабатический период индукции при начальной температуре очага T_0 должен быть много меньше, чем при температуре среды T_n .

С учетом этих особенностей очаг разбивается на зоны реакции и инертного охлаждения. Граница между ними в начальный момент находится на стыке границ горячей и холодной зон, а с течением времени перемещается к центру очага. Закон движения границы зоны реакции определяется из решения задачи об остывании инертного очага. Критическим является условие равенства теплоотода и тепловыделения в зоне реакции в момент $t = t_{ад}(T_0)$. Отсюда можно оценить критический размер зоны реакции $\Delta \xi_{р}^{кр}$ при $t = t_{ад}(T_0)$. В случае плоского очага $\Delta \xi_{р}^{кр} = (at_{ад}(T_0))^{1/2}$. Зная $\Delta \xi_{р}^{кр}$, из решения инертной задачи можно определить критический размер очага разогрева $R_0^{кр}$, соответственно критическое значение параметра Франк-Каменецкого. Сравнение результатов, полученных с помощью приближенного метода, с результатами численного анализа показало, что ошибка в определении $R_0^{кр}$ одиночного очага не превышает 5% во всем интервале изменения начальной разности температур для очагов плоской, цилиндрической и сферической симметрий.

Задача о тепловом взрыве периодической системы плоских П-образных очагов разогрева в однородной химически активной среде описывается уравнением теплопроводности с химическим источником тепла

$$\partial \Theta / \partial \tau = \partial^2 \Theta / \partial \xi^2 + \exp(\Theta / (1 + \beta \Theta)). \quad (1)$$

Его нужно рассматривать со следующими начальными и граничными условиями:

$$\tau = 0: \Theta = 0 \text{ при } n(2R_0 + \alpha) - R_0 \leq \xi \leq n(2R_0 + \alpha) + R_0,$$

$$\Theta = -\Theta_n \text{ при } R_0 + n(2R_0 + \alpha) \leq \xi \leq R_0 + \alpha + n(2R_0 + \alpha),$$

$\xi = \pm \infty, \partial \Theta / \partial \xi = 0, n$ — целое число.

Безразмерные переменные и параметры:

$$\Theta = (T - T_0) E / (RT_0^2), \quad \xi = r(at_{ад})^{1/2}, \quad \tau = t/t_{ад},$$

$$Fk = R_0^2 = r_0^2 / (at_{ад}), \quad \alpha = a_0 / (at_{ад})^{1/2}, \quad \beta = RT_0 / E,$$

$$t_{ад} = (c\rho RT_0^2) / (Qk_0 E \exp(-E/RT_0)), \quad \Theta_n = (T_0 - T_n) E / (RT_0^2),$$

где T_0 — начальная температура очага; T_n — начальная температура среды; $2r_0$ — размер очага; a_0 — толщина холодной прослойки; t — время; E — энергия активации; k_0 — предэкспонент; Q — тепловой эффект реакции; λ — коэффициент теплопроводности; c — удельная теплоемкость; ρ — плотность; a — температуропроводность; $t_{ад}$ — адиабатический период индукции теплового взрыва; Fk — параметр Франк-Каменецкого; r — пространственная координата; R — универсальная газовая постоянная.

Решение задачи о системе инертных плоских очагов можно получить с помощью метода суперпозиции [4]. В используемых безразмерных переменных оно записывается так:

$$\begin{aligned} \Theta = & -\frac{\Theta_n}{2} \left(\operatorname{erfc} \frac{R_0 - \xi}{2\sqrt{\tau}} + \operatorname{erfc} \frac{R_0 + \xi}{2\sqrt{\tau}} + \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{erfc} \frac{n(2R_0 + \alpha) + R_0 + \xi}{2\sqrt{\tau}} - \right. \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{erfc} \frac{n(2R_0 + \alpha) - R_0 + \xi}{2\sqrt{\tau}} + \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{erfc} \frac{n(2R_0 + \alpha) + R_0 - \xi}{2\sqrt{\tau}} - \\ & \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{erfc} \frac{n(2R_0 + \alpha) - R_0 - \xi}{2\sqrt{\tau}} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

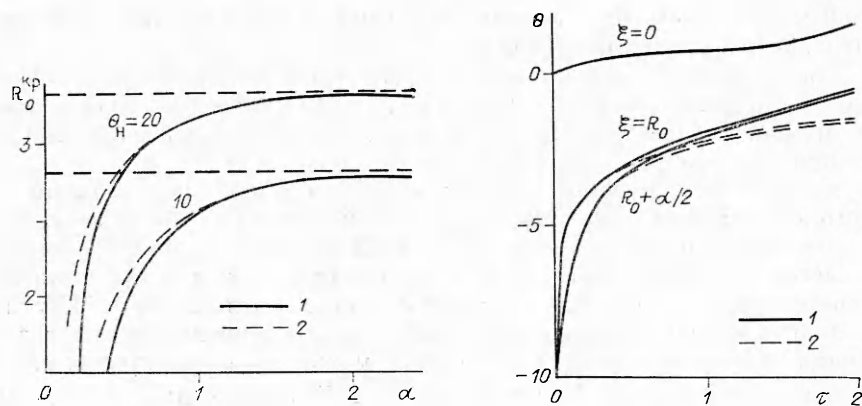


Рис. 1. Зависимость критического размера очагов от толщины холодных прослоек.

Рис. 2. Изменение температуры во времени в характерных точках системы; $\Theta_H = -10$, $R_0 = 2,52$, $\alpha = 0,44$.

Учитывая, что $\operatorname{erfc}(x)$ быстро убывает с ростом аргумента, для расчета профиля температуры в очаге, центр которого находится в начале координат, на временах $\tau \approx 1$ можно ограничиться двумя старшими членами в правой части (2):

$$\Theta \approx -(\Theta_H/2) \left(\operatorname{erfc} \frac{R_0 - \xi}{2\sqrt{\tau}} - \operatorname{erfc} \frac{R_0 - \xi + \alpha}{2\sqrt{\tau}} \right).$$

Как показано в [2], граница зоны реакции находится в точке, в которой $\Theta = -1$ в решении инертной задачи. В очаге критического размера в момент $\tau = 1$ ширина зоны реакции равна единице, т. е. в точке $\xi = 1$ в инертной задаче при $\tau = 1$ $\Theta = -1$. Отсюда для определения критического размера очага разогрева получается выражение

$$2/\Theta_H = \operatorname{erfc} \frac{R_0^{kp} - 1}{2} - \operatorname{erfc} \frac{R_0^{kp} - 1 + \alpha}{2}. \quad (3)$$

При достаточно больших значениях α (реально при $\alpha > 1$) вкладом второго члена в правой части выражения (3) можно пренебречь. При этом (3) совпадает с полученным в [2] выражением для определения критического размера одиночного очага.

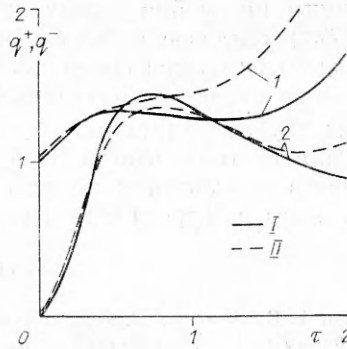
Результаты, полученные приближенным методом, проверены численными расчетами. Уравнение (1) решалось методом прогонки. Критические условия воспламенения определялись аналогично [1, 3]: считалось, что воспламенению соответствует монотонный рост температуры в центре очага.

На рис. 1 изображены графики зависимости $R_0^{kp}(\alpha)$, рассчитанные по формуле (3) (1) и полученные с помощью численного счета (2). Видно, что аналитическая зависимость хорошо согласуется с результатами численных расчетов.

На рис. 2 показаны зависимости температур в центре очага, на границе очага и прослойки и в центре прослойки от времени в химически активном (1) и инертном (2) веществе. Видно, что значения температур в центре прослойки и на границе очага и прослойки с достаточной хорошей точностью можно определять из решения инертной задачи. Это подтверждает сделанное при приближенном анализе предположение о том, что прослойку и зону охлаждения в очаге можно рассматривать как инертные. Для $\alpha < 1$ данное предположение не выполняется.

При малой толщине холодных прослоек время их тепловой релаксации (величина порядка α^2) становится меньше периода индукции теплового взрыва. За время развития процесса прослойки толщиной $\alpha < 1$ полностью прогреваются. В системе происходит выравнивание

Рис. 3. Тепловой баланс в центральной зоне очага ($0 \leq \xi \leq 1$) при $R_0 < R_0^{кр}$, $\alpha = 0,48$, $R_0 = 2,48$, $\Theta_n = 10$ (I) и $R_0 > R_0^{кр}$, $\alpha = 0,44$, $R_0 = 2,52$, $\Theta_n = 10$ (II).
1 — тепловыделение; 2 — теплоотвод.



температурного профиля относительно температуры, близкой к равновесной в системе инертных очагов, равной $-\Theta_n \alpha / (2R_0 + \alpha)$. Холодные вначале прослойки прогреваются к моменту $\tau = 1$ настолько сильно, что их уже нельзя считать инертными. В этом случае задача сводится к изучавшейся в [5] модели адиабатического теплового взрыва, при наличии пространственной неоднородности температуры. Очаговый механизм теплового взрыва, т. е. наличие резкого различия периода индукции в очаге и вне его, при малой толщине холодных прослоек вырождается.

Расхождение аналитических и численных кривых на рис. 1 при малых α объясняется вырождением очагового механизма воспламенения.

Проведенные численные исследования задачи (1) подтвердили гипотезу, что критические условия воспламенения системы очагов, как и в случае одиночного очага, определяются равенством теплоотвода q^- и тепловыделения q^+ в центральной области очага, размером $\Delta \xi = 1$ в момент $\tau \approx 1$:

$$q^+ = \int_0^1 \exp(\Theta/(1 + \beta\Theta)) d\xi, \quad q^- = -\partial\Theta/\partial\xi|_{\xi=1}.$$

На рис. 3 представлены графики зависимостей $q^+(\tau)$ и $q^-(\tau)$. В случае $R_0 > R_0^{кр}$ тепловыделение в зоне $0 \leq \xi \leq 1$ всегда больше теплоотвода из нее, температура в центре монотонно растет, происходит воспламенение очага. При $R_0 < R_0^{кр}$ теплоотвод при $\tau < 1$ меньше тепловыделения, температура в центре очага растет, затем теплоотвод становится больше тепловыделения, температура в центре очага начинает падать. После того как прогреется прослойка между очагами, тепловыделение становится вновь больше теплоотвода, происходит задержанное воспламенение очага. Время, в течение которого $q^+ < q^-$, существенно зависит от размера холодных прослоек. При малых α время задержки воспламенения есть величина порядка нескольких $t_{ад}(T_0)$, при больших α — порядка $t_{ад}(T_n)$.

Теория горячих точек была призвана для объяснения воспламенения вещества в тех случаях, когда энергия, требуемая для инициирования, намного меньше необходимой для равномерного прогрева вещества до высокой температуры. Проведенный в работе анализ показал, что тепловое взаимодействие очагов становится существенным, когда усредненная температура в системе близка к начальной температуре очагов T_0 , т. е. в условиях значительного начального нагрева всего вещества. В этом плане большой интерес представляет задача о двух очагах в неограниченной среде. Она позволяет проанализировать наиболее характерные черты теплового взаимодействия очагов при сохранении основных особенностей очагового воспламенения, так как равновесная температура в соответствующей инертной задаче равна начальной температуре среды. Проведенный с помощью предложенного в [2] приближенного метода анализ данной задачи показал, что критический размер очагов зависи

от толщины прослойки между ними a_0 , если $a_0 < (at_{ад}(T_0))^{1/2}$. При $a_0 > (at_{ад}(T_0))$ тепловое взаимодействие не существенно, критический размер каждого из очагов определяется из задачи об одиночном очаге. Этот результат совпадает с полученным в работе [6]. Характерным временем и в этом случае является $t_{ад}(T_0)$. Зависимость $R_0^{кр}(\alpha)$ аналогична найденной для системы очагов. При $\alpha \rightarrow 0$ критический размер каждого из двух очагов стремится к половине величины критического размера одиночного очага разогрева в неограниченной среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ананьев А. В., Земских В. И., Лейпунский О. И. ФГВ, 1983, 19, 4, 49.
2. Сенлярский Б. С., Афанасьев С. Ю. Деп. в ВИНТИ № 7108-B88.
3. Merzhanov A. G. Comb. Flame, 1966, 10, 64, 341.
4. Пехович А. И., Жидких В. М. Расчеты теплового режима твердых тел.— Л.: Энергия, 1976.
5. Мержанов А. Г., Алдушин А. П., Каспарян С. Г. // Теплообмен в химически реагирующих средах.— Минск: Наука и техника, 1980.
6. Zaturka M. V. Comb. Flame, 1975, 25, 1, 25.

г. Куйбышев

Поступила в редакцию 5/IV 1989

УДК 536.46

К. И. ЛАРИОНОВ, В. И. КОДОЛОВ, Н. Н. БАХМАН, И. Н. ЛОБАНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КАРБОНИЗОВАННОГО СЛОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ НАПОЛНЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ НА ИХ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ

Известно, что перед фронтом пламени распространяется зона прогрева, в которой протекают процессы деструкции, с выделением в газовую фазу горючих полупродуктов и возможным образованием конденсированного остатка. Последний может существенно влиять на воспламенение и горение полимерных материалов. В данной работе исследованы образцы композиционных материалов на основе эпоксидной смолы ЭД-20, отвержденной полиэтиленполиамином и содержащей дибутилфталат в качестве пластификатора. Наполнителями выбраны стеклоткань Т15П-76 со степенью наполнения $N = 4 \div 70 \%$, лента вязкозная термостойкая ЛТТ с $N = 4 \div 30 \%$, стеклоткань Т15П-76 + модифицирующая добавка $p_{кр} + Ba(VO_3)_2$, введенная в связующее из расчета 4 % от массы последнего ($N = 4 \div 70 \%$).

В работе изучено распределение температур T по толщине образца при воздействии на его поверхность плоской волны прогрева.

В плоский полимерный образец длиной $l = 50$, шириной $b = 25$ и толщиной $\Delta = 23 \div 25$ мм заделывали гребенку из 8 термопар медь-константан с диаметром спая 100 мкм (рис. 1). С этой целью с одной стороны образца сверлили глухие отверстия различной глубины (с точностью 0,01 мм), которые заполняли жидкой эпоксидной смолой, смешанной с отвердителем. После этого из отверстий удаляли пузырьки воздуха и вводили заранее отградуированные термопары, затем проводили отверждение смолы в каналах. Подготовленный образец приклеивали клеем «Момент» к алюминиевой подложке, температура которой поддерживалась на заданном уровне термостатом. Термо-ЭДС термопар фиксировали осциллографом Н-117. Тепловое воздействие на поверхность образца осуществляли с помощью прижатой к образцу плоской дюралевой пластины с $\Delta = 1,5$ мм, нагретой до $T = 800^\circ\text{C}$ нихромовым нагревателем мощностью 600 Вт.

© 1990 Ларионов К. И., Кодолов В. И., Бахман Н. Н., Лобанов И. Н.